Physica VIII, no 6 Juni 1941

# VERRINGERUNG UND BESEITIGUNG DER SPONTANEN SCHWANKUNGEN BEI DER VERSTÄRKUNG KLEINSTER PHOTOSTRÖME

von M. J. O. STRUTT und A. VAN DER ZIEL

Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Holland

**Summary**

In the introduction some general aspects of spontaneous fluctuations are considered together with a method of performing calculations with such fluctuations in complex circuits, as already used by the authors in a previous publication. Section II sets forth the different points connected with the amplification of very small photoelectric currents and with the fluctuations in the amplifier. In section III the two known methods of reducing these fluctuations are dealt with: *a*) using a small frequency range before the first amplifier stage and extending this range in subsequent stages; *b*) the use of an electron multiplier. Section IV contains the principles of the new method, using a special kind of feed back. The signal to noise ratio is calculated in section V and compared with the above two cases. This comparison is in favour of the new method, owing to several disadvantages of the known two methods. Finally, the dominant points connected with the new method are set forth in section VII, closing with some remarks on the application of the same principle to other cases.

I. *Einleitung*. Auf mehreren Gebieten der modernen Technik werden Photozellen oder die ebenfalls auf Photoströmen beruhenden Ikonoskope und Orthikons (Ikonoskope und Orthikons werden beim Fernsehen dazu verwendet, Lichtbilder in elektrische Impulse umzuwandeln; vergl. auch *8, 9, 11, 12, 14*). verwendet, wie z.B. beim Tonfilm, beim Fernsehen (vergl. *4, 5, 6, 7*), bei der Nachrichtenübertragung mittels modulierter Lichtbündel (vergl. *3*). In allen diesen Fällen besteht die Aufgabe, winzige Photoströme zu verstärken. Die untere Grenze der noch verstärkungsfähigen Stromänderungen wurde bisher durch die spontanen Schwankungen der verwendeten Verstärker (B r o w n sche Elektronenbewegung (vergl. *1*), Schroteffekt) bedingt. Wenn es gelänge, diese spontanen Schwankungen zu verringern, oder sogar ganz zu beseitigen, so wäre ein wichtiger Schritt auf dem Wege zur Herabsetzung der unteren Empfindlichkeitsgrenze der genannten Geräte getan.

Wenn wir ein kleines endliches Frequenzintervall in diesem Gebiet

betrachten, so gehört zu diesem Frequenzintervall eine gewisse Schwankungsamplitude. Je kleiner das betrachtete Intervall ist, umsomehr ist die zugehörige Schwankung einem einwelligen Wechselstrom, bzw. einer einwelligen Wechselspannung, ähnlich. Wir rechnen mit den genannten Schwankungen, alsob diese Ähnlichkeit eine Identität wäre. *Die Quadrate der Effektivwerte der in dieser Weise in die Rechnung eingeführten einwelligen Wechselspannungen und Wechselströme stehen im gleichen Verhältnis, wie die zeitlichen Mittelwerte der Quadrate der entsprechenden Schwankungsspannungen und Schwankungsströme.* Die gegenseitigen Phasen der von verschiedenen Schwankungsquellen stammenden und zum gleichen Frequenzintervall gehörenden Schwankungen kennen wir nicht. Wohl aber die Phasenänderungen der von einer bestimmten Quelle stammenden Schwankungen, nachdem sie vorgegebene Stromkreise durchlaufen haben.

Wenn wir in einer Gleichung die Schwankungsamplituden, welche von mehreren Quellen stammen, addieren, so ist diese Gleichung *nur* so zu verstehen, dass wir die Phasenlage der Amplituden einer und derselben Quelle festlegen, aber keineswegs als Aussage über die Phasen der Amplituden verschiedener Schwankungsquellen. Diese Verabredung erlaubt eine einfache und übersichtliche Rechenweise, deren Ergebnis mit Hilfe des oben ausgesprochenen Satzes über das Verhältnis entsprechender Spannungen und Ströme sofort die Schwankungsgrössen liefert (vergl. *10*).

Wir wollen im Folgenden zunächst zeigen in welcher Weise man diese Aufgabe bisher zu lösen versucht hat (vergl. *2*, *13*). Darauf werden wir neue Mittel erörtern, die eine wesentliche Verringerung und auch *eine fast völlige Beseitigung* der spontanen Schwankungen ermöglichen, soweit sie vom *Verstärker* herrühren. Hierbei fussen wir auf Ergebnissen, die eng mit denjenigen verwandt sind, welche wir kürzlich bezüglich der Verringerung des Schroteffektes in Elektronenröhren veröffentlicht haben. Bei den Berechnungen der vorliegenden Arbeit machen wir von der Rechenweise Gebrauch, die in der genannten Arbeit (*10*) erläutert wurde.

II. *Grundsätzliches über Photozellen-Verstärker.* Eine Photozelle $P$ (Abb. 1) wird durch Licht getroffen und schickt einen Strom durch den Widerstand $R_1$. Wenn der Lichtstrom, der auf die Photokathode trifft sich als Funktion der Zeit ändert, kann er nach dem F o u-

rierschen Lehrsatz in einwellige Komponenten zerlegt werden. Wir betrachten eine solche, zu einer gewissen Frequenz gehörige einwellige Komponente und schreiben ihren Effektivwert nach der für Wechselstromaufgaben üblichen komplexen Rechenweise $I$. Wenn $I_0$ der Gleichstrom der Photozelle ist, so gilt: $I = F\,I_0$ und $F$ kann als Modulationsfaktor bezeichnet werden. Die zur gleichen Frequenz wie $I$ gehörige Schwankungsamplitude für ein kleines Frequenzintervall $\Delta f$ um diese Frequenz herum nennen wir $i$. Für $i$ gilt die Gleichung:

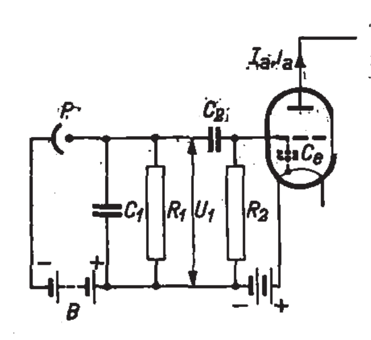



Abb. 1. Grundsätzliches Schaltbild einer Photozelle mit dem Eingang des zugehörigen Verstärkers.

$$\overline{i^2} = 2\,e\,I_0\,\Delta f$$

Die Ströme $I$ und $i$ gehen durch den Widerstand $R_1$ der Verstärkerschaltung von Abb. 1. Wenn für die betrachtete Kreisfrequenz $\omega$ die Ungleichungen

$$\left.\begin{aligned} \omega(C_1 + C_2)R_1 &\ll 1;\\ \omega\,C_2R_1 &\gg 1;\\ R_2 &\gg R_1 \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

erfüllt sind, so ergibt der Strom $I$ über $R_1$ eine Wechselspannung (Signalspannung):

$$U_1 = I\,R_1 = F\,I_0\,R_1 \tag{2}$$

und der Strom $i$ eine Wechselspannung:

$$u_1 = i\,R_1. \tag{3}$$

Der Widerstand $R_1$ ist an sich auch noch als Quelle von Spannungsschwankungen zu betrachten. Die betreffende Schwankung nennen wir $u$:

$$\overline{u^2} = 4\,k\,T\,R_1\,\Delta f. \tag{4}$$

Die Spannungen $U_1$, $u_1$ und $u$ werden vom Gitter der ersten Verstärkerröhre nach der Anode verstärkt und geben in der Anodenleitung, die wir über einen sehr geringen Widerstand (in Bezug auf den Innenwiderstand der Röhre) geschlossen denken, Anlass zu einer Stromstärke (Signalstromstärke) $I_a$ mit einem Schwankungsanteil $i_a$. Wir nehmen an, dass die Röhre ohne Rückwirkung arbeitet (z.B. Tetrode oder Pentode). Dann wird:

$$\begin{aligned} I_a &= S\,U_1,\\ \overline{|i_a^2|} &= \overline{(S\,u_1)^2} + \overline{(S\,u)^2} + \overline{i_{a0}^2} \end{aligned} \tag{5}$$

Hier ist $S$ die Steilheit der Röhre und $i_{a0}$ die Anodenstromschwankung durch Schroteffekt. Das Verhältnis der Signalstromstärke zur Schwankungsstromstärke wird durch den Ausdruck:

$$\frac{|I_a|^2}{|i_a|^2} = \frac{S^2F^2I_0^2R_1^2}{S^2R_1^2 2eI_0\Delta f + S^2 4kTR_1\Delta f + \overline{i_{a0}^2}} =$$

$$= \frac{F^2I_0^2}{2eI_0\Delta f + \dfrac{4kT\Delta f}{R_1} + \dfrac{\overline{i_{a0}^2}}{S^2R_1^2}} \qquad (6)$$

gegeben. Diese Formel erlaubt sofort die wichtige Schlussfolgerung: *Durch Vergrössern von $R_1$ kann das Verhältnis der Signalstärke zur Schwankungsstärke auf das Niveau herabgedrückt werden, das zur Photozelle an sich gehört* (nämlich $FI_0/i$).

Diese Vergrösserung von $R_1$ ist aber aus anderen Gründen nicht ohne weiteres beliebig durchführbar. Damit auch sehr rasche Photoströmänderungen noch ebenso gut verstärkt werden, wie langsame Änderungen, müssen die Ungleichungen (1) für sehr hohe Kreisfrequenz $\omega$ noch erfüllt sein. Als Beispiel wählen wir $\omega$ gleich $2\pi \cdot 10^6$ Hz. Die Kapazität $C_1$ ist parallelgeschaltet zu $C_e$, wenn die zweite Ungl. (1) erfüllt ist. Zusammen liegen diese Kapazitäten meistens in der Grössenordnung von 5 bis 10 $pF$. Wenn wir die Gleichung $R_1 = 1/\omega\ (C_1 + C_e)$ als höchstzulässigen Wert von $R_1$ betrachten, erhalten wir etwa: $R_1 < 1{,}6 \cdot 10^4$ Ohm. Dieser Wert $R_1$ ist aber für sehr kleine Photoströme (z.B. $I_0$ in der Grössenordnung $10^{-8}\ A$) nicht mehr genügend gross, damit das zweite und dritte Glied im Nenner der Formel (6) klein sind, verglichen mit dem ersten Glied. *Die Verstärkung kleinster Photoströme bei hohen Frequenzen stellt daher besonders schwierig zu erfüllende Forderungen an den Verstärker.*

III. *Bisher zur Verringerung der Schwankungen verwendete Mittel.* Beim ersten der beiden Mittel (vergl. *2*), die wir in diesem Abschnitt behandeln, wird der Eingangswiderstand $R_1$ so gross gemacht, dass im Gebiet der Ungleichung (1) eine völlige Unterdrückung der Schwankungen, die vom Widerstand $R_1$ und vom Schroteffekt der Verstärkerröhre herrühren, in Bezug auf die Schwankungen des Photostromes an sich stattfindet (zweites + drittes Glied im Nenner der Formel (6) klein gegen das erste Glied). Die höchste Frequenz, für welche die Ungleichung (1) noch gilt, ist durch den gewählten Wert von $R_1$ und durch die unvermeidliche Kapazität $C_1 + C_e$ beschränkt.

Wir nehmen an, dass das erwünschte Frequenzgebiet sich noch weiter ausdehnt als die genannte Frequenzgrenze. Wenn die erste Ungleichung (1) nicht mehr gilt, wird die Spannung $U_1$ durch

$$|U_1^2| = \frac{R_1^2}{1+\omega^2 R_1^2 (C_1+C_e)^2} F^2 I_0^2 = P F^2 I_0^2 \tag{7}$$

gegeben und die Schwankungsspannung $u_1$ durch

$$\overline{|u_1^2|} = \overline{i^2} \frac{R_1^2}{1+\omega^2 R_1^2 (C_1+C_e)^2} = \overline{i^2}\, P. \tag{8}$$

Die Spannungsschwankung $\overline{u^2}$ wird

$$\overline{u^2} = 4kT \frac{R_1}{1+\omega^2 (C_1+C_e) R_1^2} \Delta f = 4kT \frac{P}{R_1} \Delta f. \tag{9}$$

Folglich erhält man an Stelle der Gl. (6):

$$\frac{|Ia|^2}{\overline{|ia|^2}} = \frac{S^2 F^2 I_0^2 P}{S^2 P\, 2eI_0 \Delta f + S^2\, 4kT \dfrac{P}{R_1} \Delta f + \overline{i_{a0}^2}} =$$

$$= \frac{F^2 I_0^2}{2eI_0 \Delta f + \dfrac{4kT\Delta f}{R_1} + \dfrac{\overline{i_{a0}^2}}{S^2 P}}. \tag{10}$$

Das erste und das zweite Glied im Nenner der Gleichung (10) sind den entsprechenden Gliedern der Gleichung (6) gleich. Das dritte Glied im Nenner von (10) ist aber grösser als das dritte Glied im Nenner von (6), weil $P$ für hohe Frequenzen viel kleiner als $R_1^2$ ist (vergl. 7). Wir müssen also schliessen, dass durch einen grossen Wert von $R_1$ im Gebiet hoher Frequenzen zwar die Schwankungen, welche vom Widerstand $R_1$ selber herrühren, klein in Bezug auf die vom Photostrom stammenden Schwankungen gehalten werden können, dass aber in diesem Frequenzgebiet die Schwankungen infolge des Schroteffektes der ersten Verstärkerröhre relativ eine immer grössere Rolle spielen. Damit die Wechselströme der Photozelle mit hoher Frequenz am Ausgang des Verstärkers zu ebenso grossen Wechselspannungen Anlass geben, wie die Wechselströme niedriger Frequenz, kann im Anodenkreis der Röhre (Abb. 1) eine Schaltung aufgenommen werden, welche für hohe Frequenzen einen höheren Scheinwiderstand hat als für niedrige Frequenzen. Hierdurch wird an der genannten Schlussfolgerung bezüglich der Schwankungen nichts wesentliches geändert. Das behandelte Mittel ist also nur in einem beschränkten Frequenzgebiet wirksam und setzt im übrigen die Verwendung von

Verstärkerröhren mit geringen Anodenstromschwankungen voraus.

Ein zweites Mittel (vergl. *13*) beruht auf der Anwendung eines Elektronenvervielfachers (Abb. 2). Die aus der Photokathode $K$ durch das Licht freigemachten Elektronen werden durch ein geeignetes

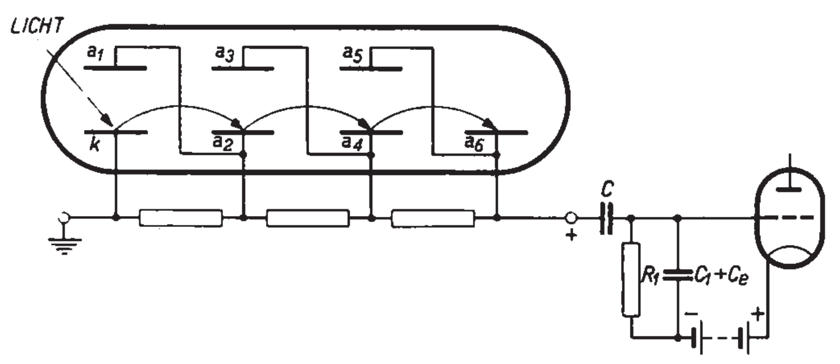



Abb. 2. Grundsätzliches Schaltbild eines Elektronenvervielfachers zur Verstärkung kleinster Photoströme.

elektrisches Feld (Anoden $a_1$, $a_2$, usw.) zusammen mit einem senkrecht zur Zeichenebene gerichteten magnetischen Feld von $K$ nach den Elektroden $a_2$, $a_4$ und $a_6$ geworfen. Diese Elektroden emittieren für jedes auftreffende Elektron mehrere sekundäre Elektronen. Der Photostrom wird also in der Vervielfacherröhre lawinenartig verstärkt und wir nehmen an, dass der Strom nach der letzten Elektrode $a_6$ ingesamt $v\, I_0$ beträgt, wenn $I_0$ der von der Kathode $K$ emittierte Strom ist. Der Wechselstrom $I$ durch den Eingangswiderstand $R_1$ des Verstärkers beträgt dann $F\, v\, I_0$. Der Schwankungsstrom nach $a_6$ würde bei idealer Vervielfachung (für jedes Elektron, das $K$ emittiert, treffen $v$ Elektronen auf $a_6$) $i\, v$ betragen, falls $i$ wieder den Schwankungsstrom der Photokathode nach Abschnitt II darstellt. Die Vervielfachung ist aber selber auch noch mit spontanen Schwankungen behaftet (vergl. *15*). Daher fliesst nach $a_6$ ein Schwankungsstrom $i\, v\, m$, wo $m > 1$ ist und z.B. in praktischen Fällen 1,5 oder 2 beträgt. Wenn wir nun in Gleichung (6) die Grösse $F\, I_0$ durch $F\, v\, I_0$ und $i$ durch $i\, v\, m$ ersetzen, erhalten wir wieder das Verhältnis des Signalstromes zum Schwankungsstrom im Anodenkreis der ersten Verstärkerröhre:

$$\frac{\overline{|I_a|^2}}{\overline{|i_a|^2}} = \frac{S^2 F^2 v^2 I_0^2 R_1^2}{S^2 R_1^2 v^2 m^2 2e I_0 \Delta f + S^2 4kTR_1 \Delta f + \overline{i_{a0}^2}} = \frac{F^2 I_0^2}{m^2 2e I_0 \Delta f + \frac{4kT\Delta f}{R_1 v^2} + \frac{\overline{i_{a0}^2}}{S^2 R_1^2 v^2}}. \tag{11}$$

Diese Gleichung (11) lehrt, dass die zwei letzten Glieder im Nenner umso rascher klein gegen das erste Glied gemacht werden können, je grösser $v$ (die Gesamtvervielfachung) ist. Man braucht daher in diesem Falle $R_1$ nicht so gross zu wählen, wie ohne Vervielfachung und die Schwankungen des Verstärkers können somit in einfacher Weise unterdrückt werden. Dieses Ergebnis ist aber leider dadurch erkauft, dass das schliesslich übrig bleibende Schwankungsglied im Nenner (das erste) um den Faktor $m^2$ (d.h. z.B. 2 bis 4 mal) grösser ist als die entsprechende Schwankung ohne Vervielfachung. Daher kann die Anwendung der Elektronenvervielfachung wohl ein praktisch sehr brauchbares, aber kein ideales Mittel zur Verringerung der spontanen Schwankungen genannt werden.

IV. *Eine neue Schaltung zur Verringerung der Schwankungen. Grundgleichungen.* Die neue Schaltung, welche wir zur Verringerung und zur völligen Beseitigung der spontanen Schwankungen, soweit sie vom Verstärker herrühren, vorschlagen, ist in Abb. 3 dargestellt. Sie besteht im Wesentlichen in einer Verbindung des Anodenkreises mit dem Steuergitterkreis über einen Widerstand $R_{ag}$. Dieser Widerstand $R_{ag}$ und auch der Widerstand $R_g$ (vergl. Abb. 1.) werden als Quellen spontaner Spannungsschwankungen betrachtet, die in der Abb. 3 durch $u_{ag}$ bzw. $u$ angedeutet sind. Auch der Widerstand

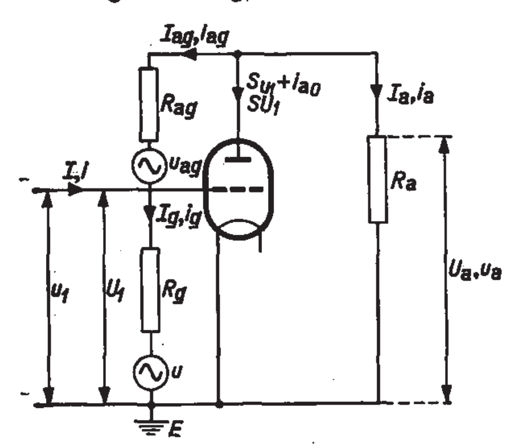



Abb. 3. Prinzip der neuen Schaltung zur Verringerung oder Beseitigung der spontanen Schwankungen des Verstärkers.

$R_a$ ist natürlich eine Quelle solcher Schwankungen. Wir können diese aber vernachlässigen, weil die übrigen Schwankungsquellen an den Klemmen von $R_a$ Spannungsschwankungen veranlassen, die bedeutend stärker sind als die von $R_a$ selber herrührenden Schwankungen. Allgemein haben wir in Abb. 3 alle Signalströme und -Spannungen durch grosse und alle Schwankungsströme und -Spannungen durch kleine Buchstaben angegeben. Weiter verweisen wir bezüglich der Bezeichnungen und Formeln nach dem Abschnitt I.

Unsere rechnerische Aufgabe besteht darin, für die Schaltung nach Abb. 3 das Verhältnis der Signalspannung $U_a$ am Ausgang der Ver-

stärkerstufe zur Schwankungsspannung $u_a$ zu ermitteln. Wenn wir diese Rechnung durchführen, entsteht gleichzeitig auch das Ergebnis für den Fall $R_{ag} \to \infty$, also ohne Verbindung zwischen dem Anodenkreis und dem Gitterkreis. Indem wir dieses Ergebnis mit demjenigen vergleichen, wo diese Verbinding wohl vorhanden ist, können wir den Erfolg unserer Schaltmassnahme sofort verörtern.

Die Grundgleichungen unserer Rechnung gehen unmittelbar aus dem Ohmschen Gesetz und aus den Kirchhoffschen Regeln hervor. Für die Signalspannnungen und -Ströme lauten sie:

$$\left.\begin{aligned} & I + I_{ag} = I_g; \\ & I_a + I_{ag} + S\,U_1 = 0; \\ & R_g I_g = U_1; \\ & R_{ag} I_{ag} = U_a - U_1; \\ & R_a I_a = U_a. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Für die Schwankungsspannungen und -Ströme erhält man die entsprechenden Grundgleichungen (für die Bedeutung dieser Gleichungen vergl. Abschnitt I):

$$\left.\begin{aligned} & i + i_{ag} = i_g; \\ & i_a + i_{ag} + S\,u_1 + i_{a0} = 0; \\ & R_g i_g = u_1 - u; \\ & R_{ag} i_{ag} = u_a - u_1 - u_{ag}; \\ & R_a i_a = u_a. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Aus den fünf Gleichungen (12) eliminieren wir die vier Grössen: $I_{ag}$, $I_g$, $I_a$ und $U_1$ und erhalten:

$$U_a = -\,I R_e \frac{S - \dfrac{1}{R_{ag}}}{\dfrac{1}{R_a} + \dfrac{1}{R_{ag}}}, \tag{14}$$

wo die Abkürzung:

$$R_e^{-1} = \frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}} \frac{\dfrac{1}{R_a} + S}{\dfrac{1}{R_a} + \dfrac{1}{R_{ag}}} \tag{15}$$

benutzt wird. Man kann leicht zeigen, dass $R_e$ nach (15) den Eingangswiderstand der Schaltung, an den Klemmen von $R_g$ gemessen, darstellt. Wir haben in (14) die Ausgangssignalspannung $U_a$ durch den

Eingangssignalstrom und durch die Schaltgrössen der Verstärkerstufe ausgedrückt.

In analoger Weise eliminieren wir aus den fünf Gleichungen (13) die vier Grössen: $i_{ag}$, $i_g$, $i_a$ und $u_1$ und erhalten nach einiger Zwischenrechnung:

$$u_a = -iR_e \frac{S - \frac{1}{R_{ag}}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}} - i_{a0} R_e \frac{\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}} + \\ + u_{ag} \frac{\frac{R_e}{R_{ag}}\left(S - \frac{1}{R_g}\right)}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}} - u \frac{R_e}{R_g} \frac{S - \frac{1}{R_{ag}}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}}. \tag{16}$$

In dieser Gleichung (16) für die Ausgangsspannungsschwankung treten die verschieden Schwankungen, welche den vier in Betracht gezogenen unter sich unabhängigen Schwankungsquellen entstammen, als vier Summanden auf. Bei dieser Gleichung müssen wir beachten, dass die angeschriebenen Vorzeichen (Phasen) nur Bedeutung haben, soweit sie Phasendrehungen der Schwankungsamplituden der einzelnen Quellen je für sich angeben (vergl. Abschnitt I).

V. *Verhältnis der Signalspannung zur Schwankungsspannung am Ausgang.* Bei der Berechnung des Quadrates dieses Verhältnisses müssen wir das Quadrat des Ausdruckes (14) dividieren durch die Summe der Quadrate der verschiedenen Glieder des Ausdrucks (16), weil diese Glieder unter sich unabhängige Schwankungsanteile darstellen. Man erhält:

$$\frac{U_a^2}{\overline{u_a^2}} = \frac{I^2 R_e^2 \left(\frac{S - \frac{1}{R_{ag}}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}}\right)^2}{\overline{i^2} R_e^2 \left(\frac{S - \frac{1}{R_{ag}}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}}\right)^2 + \overline{i_{a0}^2} R_e^2 \frac{\left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}}\right)^2}{\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}\right)^2} + 4kT\,\Delta f\, R_e^2 \frac{\frac{1}{R_{ag}}\left(S - \frac{1}{R_g}\right)^2 + \frac{1}{R_g}\left(S - \frac{1}{R_{ag}}\right)^2}{\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}\right)^2}}.$$

In diesem Ausdruck dividieren wir Zähler und Nenner durch

$$R_e^2 \left( \frac{S - \frac{1}{R_{ag}}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}} \right)^2$$

und erhalten:

$$\frac{U_a^2}{\overline{u_a^2}} = \frac{I_a^2}{\overline{i_a^2}} = \frac{I^2}{\overline{i^2} + \overline{i_{a0}^2} \frac{\left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}}\right)^2}{\left(S - \frac{1}{R_{ag}}\right)^2} + 4kT\Delta f \left\{ \frac{1}{R_{ag}} \frac{\left(S - \frac{1}{R_g}\right)^2}{\left(S - \frac{1}{R_{ag}}\right)^2} + \frac{1}{R_g} \right\}} \tag{17}$$

Im Falle, dass $R_{ag} \to \infty$ ist, also keine Verbindung zwischen dem Anodenkreis und dem Gitterkreis besteht, lautet diese Formel:

$$\frac{U_a^2}{\overline{u_a^2}} = \frac{I^2}{\overline{i^2} + \frac{\overline{i_{a0}^2}}{S^2 R_g^2} + \frac{4kT\Delta f}{R_g}} \tag{18}$$

Die Gleichung (18) ist mit der Gleichung (6) des Abschnitts II identisch, wenn man $R_g = R_1$ setzt (vergl. Abb. 1 und Abb. 3).

Zum Vergleich der beiden Fälle: 1. *mit* Anwendung der neuen Schaltmassnahme (Gl. 17) und 2. *ohne* Anwendung der neuen Schaltmassnahme (Gl. 6) ist es wichtig, genau festzulegen, unter welchen Bedingungen wir diesen Vergleich durchführen wollen. Wie wir bereits in den Abschnitten II und III dargelegt haben, ist für den Betrieb von Photozellenverstärkern in vielen Fällen die höchste Frequenz massgebend, für welche die Verstärkung mit wachsender Frequenz noch konstant ist. Zwei Anordnungen können in dieser Hinsicht bei gleichen Kapazitäten als gleichwertig angesehen werden, wenn der *Eingangswiderstand* der Schaltung der gleiche ist. Im 2. Falle ($R_{ag} \to \infty$) ist dieser Eingangswiderstand gleich $R_1$, im 1. Falle ist er durch Gleichung (15) gegeben. Wir müssen beachten, dass $R_1$ bei gleichem Eingangswiderstand der Schaltung in beiden Fällen *nicht* den gleichen Wert wie $R_g$ haben kann. Es kommt also darauf an, zu beweisen, dass das zweite und das dritte Glied im Nenner von Gleichung (17) durch eine geeignete Wahl von $R_{ag}$ und von $R_a$ viel kleiner gemacht werden können als das zweite und dritte Glied in Gleichung (6), wenn als Nebenbedingung $R_1$ gleich dem Wert $R_e$ nach Gleichung (15) gesetzt wird. Für das zweite Glied im Nenner

von Gleichung (6) können wir dann schreiben:

$$\frac{\overline{i_{a0}^2}}{S^2 R_1^2} = \frac{\overline{i_{a0}^2}}{S^2} \left( \frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}} \frac{\frac{1}{R_a} + S}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}} \right)^2 \tag{19}$$

Durch eine geeignete Wahl von $R_a$ und $R_{ag}$ soll der Wert des zweiten Gliedes im Nenner von Gleichung (17):

$$\overline{i_{a0}^2} \frac{\left( \frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}} \right)^2}{\left( S - \frac{1}{R_{ag}} \right)^2} \tag{20}$$

viel kleiner gemacht werden, als der entsprechende Ausdruck (19) aus Gl. (6).

Wir setzen voraus:

$$\frac{1}{R_{ag}} \ll S, \tag{21}$$

wodurch sich aus (19) und (20) ergibt, dass die Ungleichung:

$$\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}} \ll \frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}} \frac{\frac{1}{R_a} + S}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{ag}}}.$$

gelten soll, oder, wenn $R_g$ von gleicher oder grösserer Ordnung ist wie $R_{ag}$:

$$1 \ll \frac{1 + S R_a}{1 + \frac{R_a}{R_{ag}}}.$$

Wir können offenbar $R_a$ und $R_{ag}$ so wählen, (nämlich $S R_a \gg 1$ und $R_a \ll R_{ag}$), dass diese Ungleichung erfüllt ist. Der Ausdruck (20) kann z.B. mehr als 100 mal kleiner als der Ausdruck (19) gemacht werden.

Ganz analoge Betrachtungen können in Bezug auf das dritte Glied im Nenner der Gleichung (17) und Gleichung (6) angestellt werden. Auch hier kommen wir zum Ergebnis, dass unter der Bedingung: $R_1 = R_e$ nach Gleichung (15) das dritte Glied im Nenner von Gleichung (17) viel kleiner wird als das dritte Glied im Nenner der Gleichung (6) und zwar durch die gleiche Wahl von $R_a$ und $R_{ag}$, die auch

das zweite Glied im Nenner der Gleichung (17) viel kleiner macht als das zweite Glied im Nenner der Gleichung (6).

VI. *Erweiterung der neuen Schaltung und Vergleich mit den bisher bekannten Massnahmen.* Wir haben bei der obigen Rechnung angenommen, dass nach Abb. 3 eine Verbindung des Ausgangs der ersten Verstärkerröhre mit dem Eingang dieser Röhre angewandt wird. Wenn der Verstärker eine Anzahl von Stufen in Kaskade enthält, so kann auch eine Verbindung des Ausgangs einer späteren Stufe mit dem Eingang der ersten Stufe zustande gebracht werden und zwar wieder so, dass im Anodenkreis der Ausgangsstufe ein Widerstand $R_a$ (Abb. 3) angeordnet wird, während eine richtig gewählte Klemme dieses Widerstandes $R_a$ über einen Widerstand $R_{ag}$ (Abb. 3) hinweg mit dem am Gitter angeschlossenen Ende des Widerstandes $R_g$ verbunden wird. Das genannte Ende des Widerstandes $R_a$ ist durch die Forderung bestimmt, dass ihre Wechselspannung gegen den Punkt $E$ der Abb. 3 (Erde oder Gehäuse des Verstärkers) einen Phasenunterschied gleich $\pi$ haben soll im Vergleich mit der Spannung des Steuergitters der ersten Verstärkerröhre gegen $E$. Unter Anwendung dieses Grundsatzes können viele Schaltungen, sei es unter Verwendung von Verstärkerröhren, wie Pentoden, sei es unter Verwendung von Verstärkerröhren mit Elektronenvervielfachung, angegeben werden, die alle auf das Grundschaltbild der Abb. 3 zurückzuführen sind. Damit die angegebene Phasenbeziehung auch für hohe Frequenzen erfüllt ist, muss man bei der Wahl der Schaltung und der Widerstände $R_{ag}$ und $R_a$ auf die Kapazitäten achten, welche diese Widerstände überbrücken. Es hat sich gezeigt, dass eine geeignete Wahl in allen praktisch wichtigen Fällen zu erreichen ist.

Beim Vergleich der angegebenen neuen Mittel zur Verringerung und sogar zur fast völligen Beseitigung der spontanen Schwankungen bei der Verstärkung sehr kleiner Photoströme mit den in Abschnitt III genannten bisherigen Mitteln zeigt sich, dass die neuen Massnahmen folgende Vorteile aufweisen: 1) Die Beseitigung der spontanen Schwankungen findet gegenüber dem ersten Mittel von Abschnitt III vollkommener statt, während keine besonderen Verstärkerröhren mit geringem Schroteffekt erforderlich sind. 2) Gegenüber dem zweiten Mittel aus Abschnitt III (Elektronenvervielfacher) gewinnen wir im Verhältnis (Signal)$^2$ zu (Schwankungen)$^2$ einen Faktor $m^2$ (etwa 2 bis 4). Dieser Faktor hängt, wie erwähnt, mit den Eigen-

schwankungen der Vervielfachung zusammen. Unsere Schaltung kann auch bei Ikonoskopen und Orthikons angewandt werden, die Elektronenvervielfachung nach Abb. 2 bis jetzt nicht.

Wir heben noch hervor, dass die genannte fast völlige Beseitigung der spontanen Schwankungen des Verstärkers die Verstärkung des Signales selber kaum beeinträchtigt. Die Schaltmassnahmen beziehen sich im wesentlichen nur auf den *Eingangswiderstand* der ersten Verstärkerstufe. Die über $R_a$ erzeugte Spannung kann z.B. irgend einer geeigneten Hilfselektrode entnommen werden, und hat in diesem Fall auf die Gesamtverstärkung vom Eingang der ersten Röhre bis zum Ausgang des Verstärkers fast gar keinen Einfluss.

VII. *Ausblick.* Die Gleichungen (17) und (6) gelten für die beiden Fälle mit und ohne Anwendung der neuen Schaltmassnahmen, bei demselben Eingangswiderstand $R_1$ der Verstärker. Wir wollen in (17) einige Vereinfachungen durchführen. So ist $SR_{ag} \gg 1$ (z.B. $S = 10$ mA/V, $R_{ag} = 100.000\ \Omega$) und weiterhin $SR_g \gg 1$ (z.B. $S = 10$ mA/V; $R_g = 500.000\ \Omega$). Wir erhalten:

$$\frac{\overline{U_a^2}}{\overline{u_a^2}} = \frac{I^2}{\overline{i^2} + \overline{i_{a0}^2}\left(\frac{1}{SR_g} + \frac{1}{SR_{ag}}\right)^2 + 4kT\Delta f\left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}}\right)} \qquad (17a)$$

oder:

$$\frac{\overline{U_a^2}}{\overline{u_a^2}} = \frac{I^2}{\overline{i^2} + \frac{\overline{i_{a0}^2}}{(SR_1)^2} R_1^2\left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}}\right)^2 + \frac{4kT\Delta f}{R_1} R_1\left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{ag}}\right)} \qquad (17b)$$

Aus dem Vergleich von (17*b*) und (6) geht hervor, dass es nur ankommt auf das Produkt $R_1\,(1/R_g + 1/R_{ag})$. Je kleiner dieses Produkt desto geringer ist der Anteil der Schwankungen des Verstärkers im Verhältnis zu den Schwankungen der Photozelle. Der Wert $R_1$ ist durch die Gleichung (1) vorgeschrieben (z.B. $R_1 = 2000\ \Omega$). Wir können also $R_g$ und $R_{ag}$ so wählen, dass das obengenannte Produkt sehr klein wird (z.B. $R_g = 500.000\ \Omega$, $R_{ag} = 100.000\ \Omega$). Das Produkt wird dann in obengenannten Beispiel etwa 1/50. Durch unsere Schaltmassnahmen haben wir deshalb das zweite Glied im Nenner der Gleichung (17*b*) etwa 2500-fach und das dritte Glied etwa 50-fach gegenüber den entsprechenden Gliedern der Gl. (6) verkleinert. Wir erhalten also den einfachen Schluss: *Die Verringerung der Verstärkerschwankungen wird völlig durch das Produkt* $R_1(1/R_g + 1/R_{ag})$ *bestimmt.*

Unsre Schaltmassnahmen können wie folgt zusammengefasst werden:

*Wir machen den Gitterwiderstand $R_g$ des Verstärkers (Abb. 3) viel grösser, als der gewünschten Frequenzbandbreite und den vorliegenden Kapazitäten entsprechen würde. Darauf stellen wir durch eine Koppplung von einer Ausgangselektrode zum Gittereingang der ersten Röhre den mit Rücksicht auf die Frequenzbandbreite gewünschten Eingangswiderstand wieder her.* Die letzte Massnahme verursacht keine Änderung des Verhältnisses der Signalspannung zur Gesamtschwankungsspannung (wie z.B. aus Gl. 17*a* geschlossen werden kann, da diese $R_a$ nicht enthält).

Im oben behandelten Fall einer Photozelle als Signalerzeuger handelt es sich um eine Signalspannungsquelle mit *sehr* grossen innerem Widerstand. Dies berechtigt uns zur eingeführten Annahme einer von dem Nutzwiderstand unabhängigen Signal*strom*quelle. Es gibt in der Praxis jedoch auch Fälle, wo die Signalquelle einen endlichen Innenwiderstand hat (z.B. Empfangsantenne). Auch in diesen Fällen spielt die Frequenzbandbreite eine grundlegende Rolle. Wir haben für diese Fälle zeigen können, dass durch Anwendung analoger Schaltmassnahmen, wie oben angegeben, die spontanen Schwankungen des Empfangsgerätes grundsätzlich fast ebenso völlig beseitigt werden können. Nur im Gebiet extrem hoher Frequenzen sind die Verhältnisse etwas weniger einfach (vergl. *10* und *16*). Wir können auf Grund dieser Ausführungen den Satz aussprechen:

*Die spontanen Schwankungen in Verstärkern und in Empfangsgeräten können durch Anwendung geeigneter Schaltmassnahmen fast völlig unterdrückt werden und bilden somit heute grundsätzlich keine Beschränkung der Verstärkung oder des Empfangs mehr.*

Die Anwendung des Prinzips dieser Schaltung ist durchaus nicht auf Photozellenverstärker und Empfangsgeräte beschränkt. Man kann es vielmehr auf viele für die Messtechnik kleinster Ströme und Spannungen wichtige Geräte (Elektrometer, Galvanometer) anwenden. Wir hoffen in einer späteren Arbeit einige der genannten Anwendungen ausführlich zu beschreiben.

Wir möchten an dieser Stelle Herrn H. Rinia für Diskussionen über Photozellenverstärker und den Herrn M. C. Teves und M. Wolf für Hinweise in Bezug auf Photozellen, Ikonoskope und Orthikons danken.

Eingegangen am 8. April 1941.

Eindhoven, den 6. Januar 1941.

## LITERATURVERZEICHNIS


1) C. J. Bakker und G. Heller, On the Brownian motion in electric resistances, Physica **6**, 262—274, 1939.
2) G. Braude, Über die Möglichkeit einer Beseitigung der Geräusche in Lampenverstärkern, Techn. Phys. USSR **3**, 860—880, 1936.
3) J. W. L. Köhler, Lichttelephonie, Philips Techn. Rundschau **1**, 152—157, 1936.
4) J. van der Mark, Eine Anlage für Fernsehversuche, Philips Techn. Rundschau **1**, 16—21, 1936.
5) J. van der Mark, Fernsehen. Philips Techn. Rundschau **1**, 325—330, 1936.
6) J. van der Mark, Eine fahrbare Fernsehanlage. Philips Techn. Rundschau **3**, 1—4, 1938.
7) H. Rinia und C. Dorsman, Eine Fernsehanlage mit Nipkow-Scheibe. Philips Techn. Rundschau **2**, 72—76, 1937.
8) A. Rose und H. Iams, Television pickup tubes using low-velocity electron-beam scanning, Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 547—555, 1939.
9) A. Rose und H. Iams, The orthicon, a television pick-up tube. R. C. A. Rev. **4**, 186—199, 1939.
10) M. J. O. Strutt and A. van der Ziel, Methoden zur Kompensierung der Wirkung verschiedener Arten von Schroteffekt in Elektronenröhren und angeschlossenen Stromkreisen, Physica **8**, 1—22, 1940.
11) V. K. Zworykin, The iconoscope, a modern version of the electric eye. Proc. Inst. Radio Eng. **22**, 16—32, 1934.
12) V. K. Zworykin, Iconoscopes and kinescopes in television, R. C. A. Rev. **1**, 60—84, 1936.
13) V. K. Zworykin, G. A. Morton und L. Malter, The secondary emission multiplier, a new electronic device. Proc. Inst. Radio Eng. **24**, 351—375, 1936.
14) V. K. Zworykin, G. A. Morton und L. E. Flory, Theory and performance of the iconoscope. Proc. Inst. Radio Eng. **25**, 1071—1092, 1937.
15) M. Ziegler, Shot effect of secondary emission. I and II. Physica **3**, 1—11 und 307—316, 1936.
16) M. J. O. Strutt and A. van der Ziel, Welche Grössen kennzeichnen die Verwendbarkeit einer Elektronenröhre zur Verstärkung kleinster Signale? Physica **8**, 424—425, 1941.